УДК 537.531.3

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СГУСТКОВ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В.А. Нагорный, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет
E-mail: VicNagornyi@yandex.ru

Рассматриваются характеристики когерентного переходного излучения (КПИ), возникающего при пролете сгустка ультрарелятивистских электронов через границу раздела сред. Проведено сравнение двух существующих подходов к описанию излучения. Показано, что оба подхода дают аналогичные результаты. Исследованы характеристики КПИ, возбуждаемого электронными сгустками различной формы (сфера, диск, конус) при пересечении наклонной границы раздела сред. Расчеты показали, что при некоторых значениях параметров сгустка угловые характеристики КПИ существенно отличаются от излучения одного электрона. Как показали расчеты, наряду с максимумами переходного излучения "вперед" и "назад" (ПИВ и ПИН) в угловом распределении КПИ могут присутствовать дополнительные максимумы под углами значительно превышающими γ^{-1} (γ – Лоренц-фактор электрона). Наличие дополнительных максимумов в угловом распределении можно трактовать как проявление квазичеренковского механизма КПИ. Однако, интенсивность квазичеренковских максимумов значительно ниже, чем интенсивность максимумов ПИВ (ПИН).

1. Введение

Когерентное переходное излучение (КПИ) [1] широко используется для измерения длины коротких электронных сгустков в интервале ~0,1…1 мм [2–4]. В большинстве случаев КПИ детектируется под углом 90° относительно электронного пучка, от мишени наклоненной под углом $\psi = 45°$. В каждый отдельный момент времени излучают частицы электронного сгустка, взаимодействующие с плоскостью мишени [5]. Ясно, что для такой геометрии размеры и форма сгустка в поперечном направлении будут определять характеристики КПИ наряду с продольным размером сгустка.

Представляет несомненный интерес сравнить угловые распределения КПИ для сгустков различной формы (цилиндр, шар, конус) с тем, чтобы выяснить возможность использования этой дополнительной информации по сравнению со спектральными измерениями для прецизионной диагностики электронных сгустков.

2. Теоретическая модель

В работе [1] для спектрально-угловой плотности КПИ (когерентного переходного излучения) в расчете на $I(\omega,\theta) = \left(1 + N_e |\Phi|^2\right) I_0(\omega,\theta) \approx N_e I_0(\omega,\theta)|\Phi|^2$, е

где N_e – число электронов в сгустке, $I_0(\omega,\theta)$ – спектрально-угловая плотность переходного излучения одиночного точечного заряда, а величина $|\Phi|^2$ – описывает характер интерференции излучений частиц сгустка данной структуры и называется форм-фактором сгустка.

Форм-фактор определяется соотношением

$$|\Phi|^2 = \left|\iiint_V \gamma(\xi,\psi,\zeta)\, e^{i\varphi(\xi,\psi,\zeta)} d\xi\, d\psi\, d\zeta\right|^2,$$

где V – объем сгустка, $\gamma(\xi,\psi,\zeta)$ – нормированная на единицу плотность распределения частиц в сгустке, а $\varphi(\xi,\zeta)$ (1) определяет разность фаз излучений отдельных частиц сгустка и может быть определена из следующего рассмотрения.

Пусть границу раздела сред последовательно пересекают два электрона (рис. 1).

В момент времени $t_1 = 0$ первый электрон e_1, движущийся со скоростью βc, пересекает границу раздела сред в точке $O(\xi_1 = 0; \zeta_1 = 0)$. Нормаль к границе раздела наклонена под углом ψ относительно импульса электрона. Поле переходного излучения первого электрона на больших расстояниях от точки O можно записать в виде

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 e^{ikR_1 - i\omega t},$$

где E_0 – поле излучения от одного электрона, k – волновой вектор, R_1 – вектор проведенный из точки пересечения зарядом границы раздела сред в точку наблюдения, ω частота фотона ПИ.

$A(\xi_2 = \xi_1 + \xi; \zeta_2 = \zeta_1 + \zeta)$, $\tau_2 = \tau_1 + \tau$, мишень в точк пересекает второй элект- гся следующим образом

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_0 e^{ikR_2 - i\omega(t-\tau)} = \mathbf{E}_1 e^{i\varphi(\xi,\zeta)}.$$

В дальней зоне для фотона ПИ испущенного под углом θ, из элементарных геометрических построений (см. рис. 1), легко получит

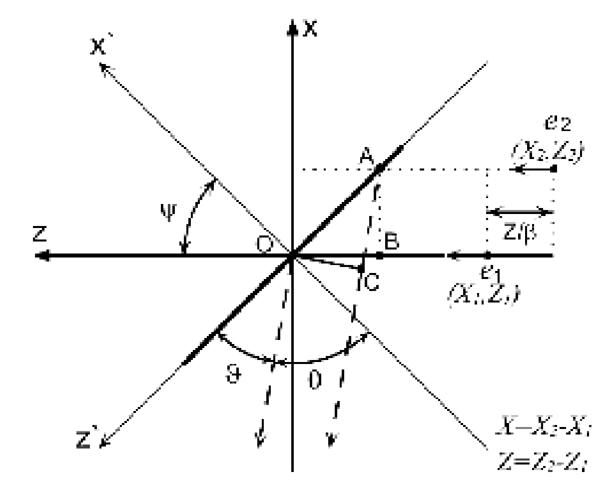


Рис. 1. Два электрона пересекают наклонную границу раздела сред

$$|\mathbf{R}_2| = |\mathbf{R}_1| + \frac{\xi \sin\theta}{\cos\psi}, \tau = \frac{\zeta}{\beta\chi} - \frac{\xi \tan\psi}{\beta\chi}.$$

Следовательно, разность фаз ПИ для полей

$$\varphi(\xi,\zeta) = \frac{\omega}{\chi}\left(\frac{\xi \sin\theta}{\cos\psi} - \frac{\xi \tan\psi}{\beta} + \frac{\zeta}{\beta}\right)$$

зависит от ко- ... соотношением

$$\Phi_\tau = \frac{1}{\pi\rho^2}\int_0^{\rho}\int_0^{2\pi} e^{i\frac{\omega}{\chi}\rho\cos\varphi\left(\frac{\beta\sin\theta-\sin\psi}{\beta\cos\psi}\right)}\rho\,\delta\rho\,\delta\varphi =$$

сл... ...ый фазовый ф... ...о вычислить сг... ...ия частиц в

$$= \frac{2}{\rho^2}\int_0^{\rho} J_0\left[\frac{\omega}{\chi}\rho\left(\frac{\beta\sin\theta-\sin\psi}{\beta\cos\psi}\right)\right]\rho\,\delta\rho =$$

ра... ...однородное т.... ...ых размеров, р... ...но-симмет- ...стеме коор- 0...

$$= \frac{2\beta\chi\cos\psi\; J_1\left[\frac{\rho\omega(\beta\sin\theta-\sin\psi)}{\beta\chi\cos\psi}\right]}{\rho\omega(\beta\sin\theta-\sin\psi)},$$

$$0 \le \zeta \le \lambda,$$

$$\Phi_\lambda = \frac{1}{\lambda}\int_0^{\lambda} e^{i\frac{\omega\zeta}{\beta\chi}}\delta\zeta = \frac{2\beta\chi}{\omega\lambda}\sin\left(\frac{\lambda\omega}{2\beta\chi}\right),$$

м... ...деляет фор- = ...$\pi\rho^{2}\lambda$, $\alpha(\zeta)$ ...делен как су- ...рм-факторов

$$|\Phi|^2 = \frac{16\beta^{4}\chi^{4}\cos^2\psi}{\rho^2\lambda^2\omega^4(\beta\sin\theta-\sin\psi)^2}\times J_1\left[\frac{\rho\omega(\beta\sin\theta-\sin\psi)}{\beta\chi\cos\psi}\right]\sin\left(\frac{\lambda\omega}{2\beta\chi}\right).$$

гд...

Здесь $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя.

Вообще говоря, для произвольной (хотя и азимутально-симметричной ...) не разделяется на про... ...чно-го форм-факторов

$$|\Phi|^2 = \frac{4\pi^2\beta^{2}\chi^{2}\cos^2\psi}{\varsigma^2\omega^2(\beta\sin\theta-\sin\psi)^2}\times\left|\int_0^{\lambda}\alpha(\zeta)J_1\left[\frac{\alpha(\zeta)\omega(\beta\sin\theta-\sin\psi)}{\beta\chi\cos\psi}\right]e^{i\frac{\omega\zeta}{\chi\beta}}\delta\zeta\right|^2.$$

В работе [8] получен форм-фактор для одно- ...ы 1 и ради- ...ую мишень

$$|\Phi|^2 = \left(\frac{4\beta\chi^2 J_1\left[\frac{\rho\omega\cos\vartheta}{\chi}\right]\sin\left(\frac{\omega\lambda}{2\beta\chi}\right)}{\rho\lambda\omega^2\cos\vartheta}\right)^2.$$

получи

Выражение (4), при соответствующем определении величины ω, совпадает с формулой (3), полученной в [8].

Спектрально-угловое распределение ПИ одиноч- ...олете через перпенди- ...рмуло

$$I_0(\omega,\theta) = \frac{\alpha}{\pi^2}\left(\frac{\beta\sin\theta}{\ldots}\right)^2 \quad (2)$$

$$I(\omega,\theta) = \frac{4N\alpha^2}{\varsigma^2\omega^2\sin^2\theta}\left(\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta^2\cos^2\theta}\right)^2\times\left|\int_0^{\lambda}\alpha(\zeta)J_1\left[\frac{\omega}{\chi}\alpha(\zeta)\sin\theta\right]e^{i\left(\frac{\omega\zeta}{\beta\chi}\right)}\delta\zeta\right|^2.$$

где α = ...

Так ... ь КПИ сгустка ... форм-фактор ...

В работе [5] авторы предложили более наглядный способ описания ПИ сгустка заряженных частиц как интерференцию излучений последовательности тонких слоев сгустка, последовательно пересекающих границу раздела сред (рис. 2). На рисунке плоскость xy представляет собой ... проводящую мишень. ... й слой сгустка, ... Радиус круга a(t) ... сть его изменен...

$$E(\omega,\theta) = \frac{\sigma}{\pi\sin\theta}\left(\frac{\beta\sin\theta}{\omega(1-\beta^2\cos^2\theta)}\right)\times\int_0^{\tau}\alpha(\tau)J_1\left[\frac{\omega}{\chi}\alpha(\tau)\sin\theta\right]\exp(i\omega\tau)\delta\tau,$$

Для ... щее выражение

(3)

$$I(\omega,\theta) = \frac{\sigma^2}{\pi^2\sin^2\theta}\left(\frac{\beta\sin\theta}{\omega(1-\beta^2\cos^2\theta)}\right)^2\times\left|\int_0^{\tau}\alpha(\tau)J_1\left[\frac{\omega}{\chi}\alpha(\tau)\sin\theta\right]\exp(i\omega\tau)\delta\tau\right|^2.$$

...β – скорость ...ижения час- ...ение для ...ти КПИ

(4)

Сравнивая выражения (5) и (7), характеризующие угловое распределение КПИ, можно убедится, что оба рассмотренных подхода дают аналогичные результаты с точностью до постоянной величины.

3. Когерентное переходное излучение от сгустков различной формы

Рассмотрим КПИ от наклонной мишени для сгустков различной формы – цилиндра, сфер... Для удобства будем использовать угол $\vartheta = \pi/2 - \theta$ – угол ме... мишени.

$$I(\omega,\vartheta) = \frac{\alpha\beta^2\cos^2\psi}{\pi^2\cos^2\vartheta}\times$$

Спектр...

$$I(\omega,\vartheta) = \frac{4\alpha N_e\beta^{4}\chi^{2}\cos^4\psi}{\varsigma^2\omega^2(\beta\cos\vartheta-\sin\psi)^2\cos^2\vartheta}\times\frac{(\beta\sin\psi\cos\vartheta-\cos^2\vartheta)^2}{\left((1-\beta\sin\psi\cos\vartheta)^2-\beta^2\cos^2\psi\sin^2\vartheta\right)^2}\times$$

$$\times\left|\int_0^{\lambda}\alpha(\zeta)J_1\left[\frac{\omega}{\chi}\alpha(\zeta)\left(\frac{\beta\cos\vartheta-\sin\psi}{\beta\cos\psi}\right)\right]e^{i\left(\frac{\omega\zeta}{\chi\beta}\right)}\delta\zeta\right|^2. \quad (5)$$

...сгус- ...т ви ... КП

$\alpha(\zeta) = \rho$, сгустка цилиндрической форм $\varsigma = \pi\rho^2\lambda$. Следовательно, спектрально-угловая плотность КПИ от сгустка ци-

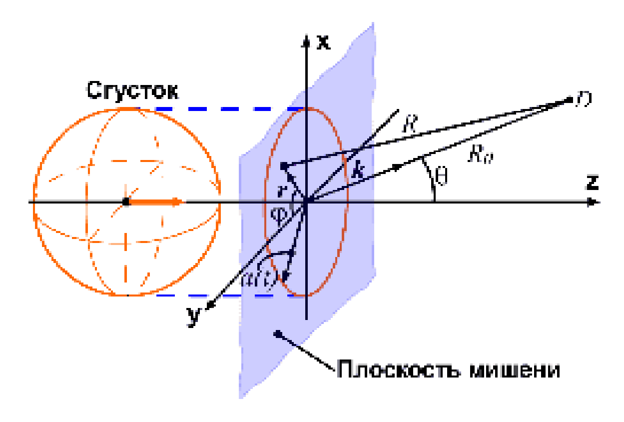


Рис. 2. Излучение от тонкого слоя сгустка

$$I(\omega,\vartheta)=\frac{\ldots}{\pi^{2}\rho^{2}\lambda^{2}\omega^{4}(\beta\cos\vartheta-\sin\psi)^{2}\cos^{2}\vartheta}\times$$

$$\times\frac{(\beta\sin\psi\cos\vartheta-\cos^{2}\vartheta)^{2}}{\ldots}\times$$

$$I(\omega,\vartheta)=\frac{9\alpha N_{e}\beta^{4}\chi^{2}\cos^{4}\psi}{4\pi^{2}\rho^{6}\omega^{2}(\beta\cos\vartheta-\sin\psi)^{2}\cos^{2}\vartheta}\times$$

$$\times\frac{(\beta\sin\psi\cos\vartheta-\cos^{2}\vartheta)^{2}}{\ldots}\times$$

$$I(\omega,\vartheta)=\frac{36\alpha N_{e}\beta^{4}\chi^{2}\cos^{4}\psi}{\pi^{2}\rho^{2}\lambda^{4}\omega^{2}(\beta\cos\vartheta-\sin\psi)^{2}\cos^{2}\vartheta}\times$$

$$\times\frac{(\beta\sin\psi\cos\vartheta-\cos^{2}\vartheta)^{2}}{\left((1-\beta\sin\psi\cos\vartheta)^{2}-\beta^{2}\cos^{2}\psi\sin^{2}\vartheta\right)^{2}}\times$$

$$\times\left|\int_{0}^{\lambda}\zeta\,\vartheta\, J_{1}\left[\frac{\omega\rho}{\chi\lambda}\zeta\left(\frac{\beta\cos\vartheta-\sin\psi}{\beta\cos\psi}\right)\right]e^{\left(\frac{i\omega\zeta}{\chi\beta}\right)}d\zeta\right|^{2}. \quad (6)$$

ение ... ζ^2, ... сть ... мы ... $=\rho\zeta/\lambda$, ... КПИ от ... жением (7)

В работе представлены результаты расчетов угловых характеристик КПИ от наклонной мишени для сгустков различной фор... цилиндр, конус). Расчеты проводились дл... $N_e = 10^{10}$, $\gamma = 22$.

На рис. 4–6 представлены угловые характеристики КПИ для цилиндрического сгустка.

Угловое распределение КПИ от цилиндрического сгустка, рассчитанное для длины волны λ = 2l и r << l, представленное на рис. 4, практически не отличается от углов... распределения ПИ от одного электрона вблизи угло... $\vartheta = \pm\pi/4$. Положительные значения ϑ соответствуют ПИ назад (ПИН) отрицательные – ПИ вперед (ПИВ). Так как угловые распределения ПИН и ПИВ симметричны относительно угла ϑ = 0, все что сказано ниже о ПИН относится и к ПИВ.

Сплошной линии на рис. 5 показано угловое распределение ПИ от цилиндрического сгустка, рассчитанному для длины волны λ = 2l и r << l. В этом случае все частицы сгустка изл... $\vartheta = (\pi/2-\psi)\pm\gamma^{-1}$, ...нтенсивность ПИН, в направления ... пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке. I... $\vartheta = (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ убывает на 3 порядка с ростом ϑ о... до ϑ = π. Штриховая линия на рис. 5 соответствует угловому распределению ПИ для длины волны λ = l ... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...ае, интенсивность ПИН при угла ... падает быстрее, и убывает на 3 порядка пр... $\vartheta \approx 5\pi/8$.

Штриховая линия на рис. 6 соответствует угловому распределению ПИ для длины волны λ = 2l и ... $\vartheta = (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...нтенсивность ПИН с ростом ϑ о... до θ = π убывает уже на 8 по... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...енсивности ПИН в направления ... дя по всему, обусловлено вкладом составляюще... $|\Phi_{T}|^2$, характеризующей поперечные размеры сгустка.

... 7 представлена зависимость величи... $|\Phi_{T}|^2$ а $|\Phi_{\Lambda}|^2$ от соотношений λ/r и λ/l соответственно. Из рисунка видно, что при λ/l = 2 и λ/r = 10 ... $\vartheta = (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...ивность ПИН в направлени... $|\Phi_{\Lambda}|^2$ ...ределяется только продольной составля... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...актора сгустка. В направления ... интенсивность ПИН определяется одновременно и продольной и поперечной составляющей форм-фактора сгустка. Причем, чем больше величина угла ϑ, тем в большей степени интенсивнос... $|\Phi_{T}|^2$ ...учения определяется поперечной составляюще... При уменьшении длины волны... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...ой составляющей в направ... возрастает. В направлени... $\vartheta = (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ при уменьшении длины волны, вплоть до λ/r = 1, интенсивность излу... $|\Phi_{\Lambda}|^2$ определяется только продольной составляюще... При λ/l = ... $\vartheta \geq (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...нтенсивность ПИН в направления ... определяется одновременно и продольной и поперечной составляющей форм-фактора сгустка (см. вставку рис. 7).

На рис. 9–13 представлены угловые характеристики сферического сгустка. Угловое распределение КПИ от сферического сгустка, рассчитанное для длины волны λ = 4r, представленное на рис. 9, практически не отличается от углово... распределения ПИ от одного электрона в близи угло... $\vartheta = \pm\pi/4$.

Положительные значения ϑ соответствуют ПИН, отрицательные – ПИВ.

Штриховая кривая на рис. 11 соответствует угловому распределению ПИ от сферического сгустка при λ/r = 4 и ψ = π/8. Характер углового распределения ПИ практически совпадает с угловым распределением ПИ от сгустка цилиндрической формы, представленным сплошной линией на рис. 5. Штриховая кривая на рис. 10 соответствует угловому распределению ПИ при ... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$ ...нтенсивность ПИН в направления ... в данном случае убывает быстрее, чем в случае представленном на рис. 11. Это можно объяснить тем, что при уменьшении угла ψ, поперечные размеры сгустка оказывают меньшее влияние на ... $\vartheta > (\pi/2-\psi)+\gamma^{-1}$. излучения в направления

Угловые характеристики ПИ, представленные сплошными линиями на рис. 10 и 11 практически не отличаются и соответствуют λ/r = 0,8. Необычный характер углового распределения ПИ можно объяснить на основе квазичеренковского механизма ПИ (см. ниже).

На рис. 15–19 представлены угловые характеристики сгустка конической формы. Как и в предыдущих случаях, угловое распределение КПИ от конического сгустка, рассчитанное для длины волны λ = 4r, представленное на рис. 15, практически не отличается от угло... распределения ПИ от одного электрона в близи угло... $\vartheta = \pm\pi/4$, поскольку длина волны значительно превышает длину сгустка.

Однако для других длин волн, угловое распределение ПИ от сгустка конической формы может значительно отличаться от углового распределения излучения от одного электрона.

В угловом распределении КПИ от сгустка конической формы, наряду с основным максимумом в угловом распределении могут присутствовать дополнительные максимумы под большими углами (много больше γ^{-1}) относительно импульса электрона (для ПИВ) или относительно направления зеркального отражения (для ПИН).

4. Квазичеренковский механизм когерентного переходного излучения

По мере прохождения сгустком границы раздела сред, разме $\alpha(\zeta)$ излучающей области меняется. В некоторых случаях скорость изменения излучающей области может превышать скорость света. Таким образом, в угловом распределении КПИ должна присутствовать составляющая, вызванная сверхсветовой скоростью изменения излучающей области.

Известно, что направление изл... ло-ва-Черенкова определяется из услови $\cos\eta = \chi/\upsilon$,

где c – скорость света в вакууме, υ – скорость изменения излучающей области.

Рассмотрим сгусток цилиндрической формы, пересекающий наклонную границу раздела сред. Если l << r, то в первые моменты времени размер излучающей области $x_{\psi\lambda}$ ет и граница A (см. рис. 3) движется со скорость υ до тех пор, пока излучающая область не достигнет максимального размера. Граница B в это

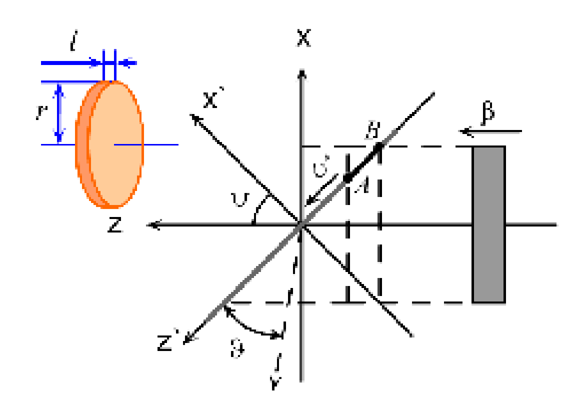


Рис. 3. Цилиндрический сгусток

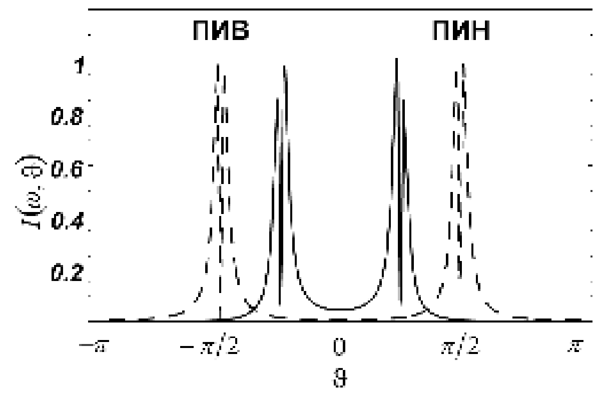


Рис. 4. Угловое распределение КПИ от цилиндрического сгустка: l=5r; λ/l=2. Сплошная линия для ψ=π/4, штриховая для ψ =0

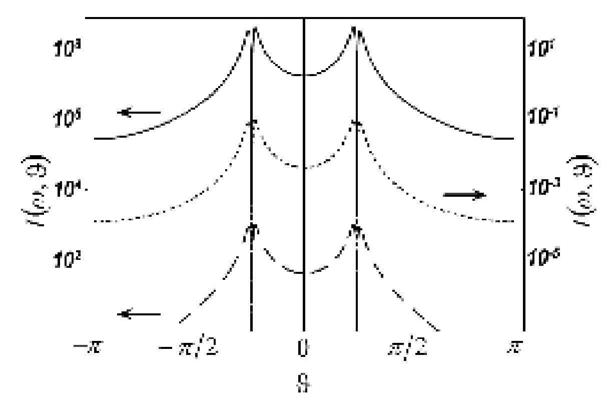


Рис. 5. Угловое распределение КПИ от цилиндрического сгустка: ψ=p/4, l=5r. Сплошная линия для λ/l =2, λ/r=10, штриховая для λ/l=1,λ/r=5. Пунктирная линия – ПИ от одного электрона

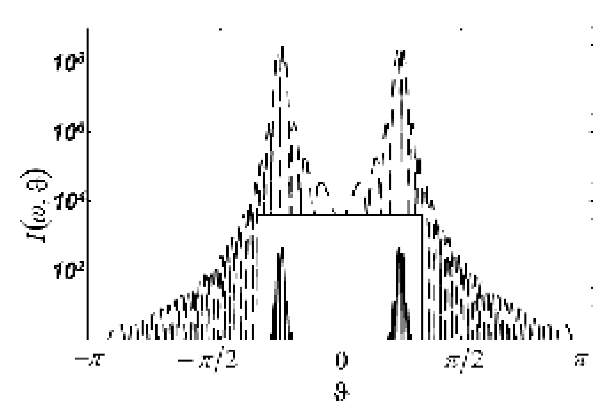


Рис. 6. Угловое распределение КПИ от цилиндрического сгустка: ψ=π /4, l=0,1r. Сплошная линия для λ/l=1, λ/r=0,1, штриховая для λ/l=2, λ/r=0,2

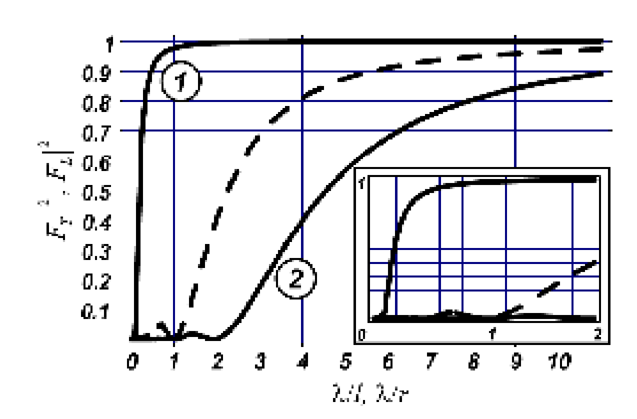


Рис. 7. Продольная и поперечная составляющая форм-фактора сгустка при фактора с $J = (p/2 - y\ ) + g^{-1}$, Сплошная линия $|F_T|^2$ при: 1) 2) $J = (p/2 - y\ ) + 20g^{-1}$. Штриховая – $|F_L|^2$

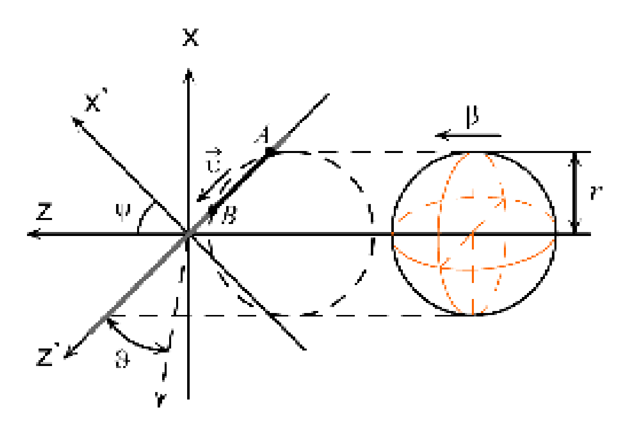


Рис. 8. Сферический сгусток

время остается неподвижной. Далее, в течение некоторого промежутка времени размер излучающей области остается неизменным. Затем излучающая обл $\upsilon^{X\psi\lambda}$ уменьшается, и граница В движется со скорость υ, а граница А остается неподвижной.

Если l << r, можно считать, что $\upsilon^{X\psi\lambda}$ бласть не меняясь в размерах движе $\upsilon^{X\psi\lambda}$ ($\upsilon^{X\psi\lambda} = \frac{\beta^{\chi}}{\sin\psi}$. Запишем выражение для скорост υ

Согласно у $\eta = \arccos\left(\frac{\cos(\pi/2-\psi)}{\beta}\right) \approx \pi/2-\psi,$ лова-Черенков

что с хорошей точностью соответствует направлению максимумов для ПИВ и ПИН.

Рассмотрим сферический сгусток, пересекающий наклонную границу раздела сред (см. рис. 8). В первые моменты времени размер излучающей ст $\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta}$ $\upsilon_B^{\Sigma\pi\eta}$ стет, границы А и В движутся со скорость соответственно. Размер излучающей области продолжает расти до того момента, пока центр сгустка не пересечет границу раздела. Затем размер излучающей области начинает уменьшаться. Границы А и В движутся в противоположном направлении. Скорости движения границ излучающей области равны

$$\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta} = \frac{\beta^{\chi}}{\sin\psi} - \frac{\rho_\xi'}{\sqrt{2\rho\xi'_\xi'^2}},$$

$$\upsilon_B^{\Sigma\pi\eta} = \frac{\beta^{\chi}}{\sin\psi} + \frac{\rho_\xi'}{\sqrt{2\rho\xi'_\xi'^2}}.$$

Положительные значения скоросте $\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta}$ $\upsilon_B^{\Sigma\pi\eta}$ соответствуют движению границ излучающей области $\zeta'(\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta}, \upsilon_B^{\Sigma\pi\eta} \uparrow\uparrow \zeta')$. впадающем с направлением ос Отрицательное значения скоросте $\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta}$ $\upsilon_B^{\Sigma\pi\eta}$ соответствуют движению границ излучающей обла $\zeta'(\upsilon_A^{\Sigma\pi\eta}, \upsilon_B^{\Sigma\pi\eta} \uparrow\downarrow \zeta')$. ротивоположном направлению ос

Направление квазичеренковской составляющей КПИ по мере прохождения сферическим сгустком границы раздела сред показано на рис. 20.

Рассмотрим сгусток конической формы пересекающий наклонную границу раздела сред (см. рис. 14). В случае, есл $\psi > \xi,$ границы излучающей области А и В движутся в направлении, ζ' υ_A^{Xov} та υ_B^{Xov}

$$\upsilon_A^{Xov} = \frac{\rho\beta^{\chi}}{\cos\psi(\rho\tan\psi - \lambda)}, \upsilon_B^{Xov} = \frac{\rho\beta^{\chi}}{\cos\psi(\rho\tan\psi + \lambda)}.$$

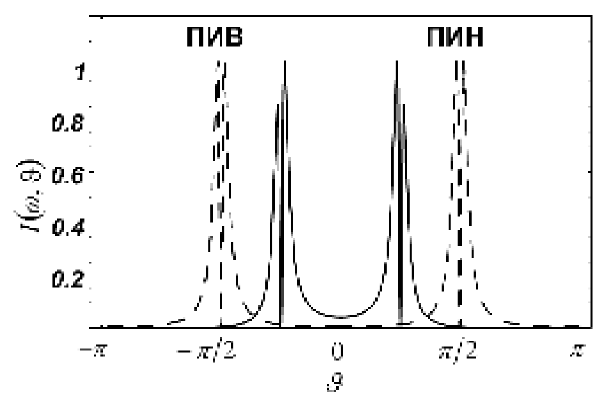


Рис. 9. Угловое распределение КПИ от сгустка сферической формы: λ/r=4. Сплошная линия для ψ=π/4, штриховая для ψ=0

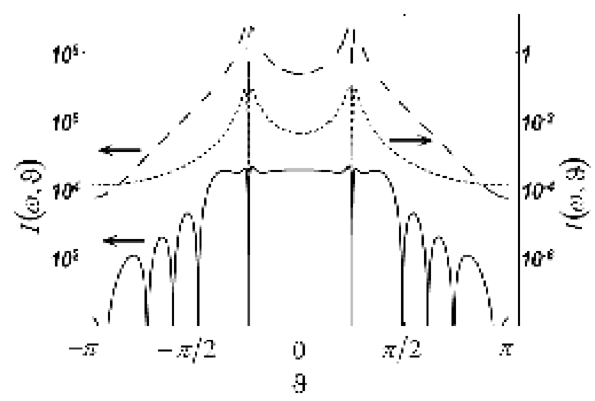


Рис. 10. Угловое распределение КПИ от сгустка сферической формы: ψ=π/4. Сплошная линия для λ/r=0,8, штриховая для λ/r=4. Пунктирная линия – ПИ от одного электрона

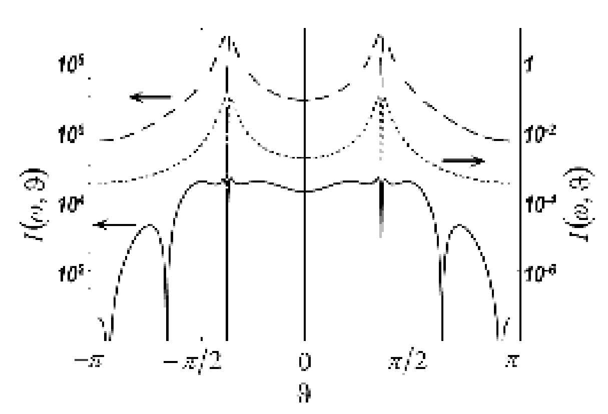


Рис. 11. Угловое распределение КПИ от сгустка сферической формы: ψ=π/8. Сплошная линия для λ/r =0,8, штриховая для λ/r =4. Пунктирная линия – ПИ от одного электрона

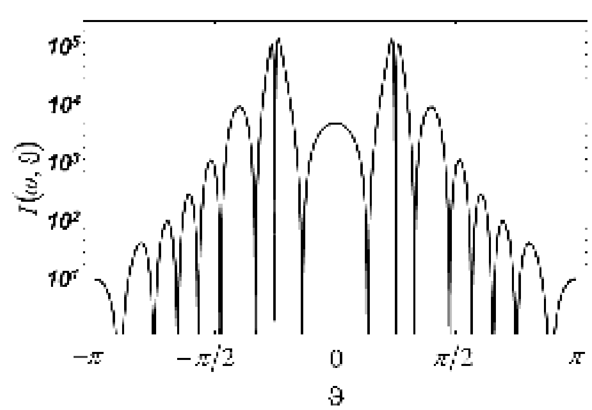


Рис. 12. Угловое распределение КПИ от сгустка сферической формы: ψ=π/4, λ/r=0,6

В случае, есл $\psi < \xi$, граница А излучающей области дв‹ζ›тся в направлении, противоположном направлению

$$\upsilon_{A_1}^{x_{or}} = \frac{P\beta^{\chi}}{\cos\psi\left({}^{\lambda} - {}^{P}\tan\psi\right)}, \upsilon_{2}^{x_{or}} = \frac{P\beta^{\chi}}{\cos\psi\left({}^{P}\tan\psi + {}^{\lambda}\right)}.$$

В случае, есл $\psi < \xi$, граница А излучающей области движется ‹ζ› направлении, противоположном направлению ос ›, а граница В в дви‹ζ›ся в направлении,

$$\upsilon_{A_1}^{x_{or}} = \frac{P\beta^{\chi}}{\cos\psi\left({}^{\lambda} - {}^{P}\tan\psi\right)}, \upsilon_{2}^{x_{or}} = \frac{P\beta^{\chi}}{\cos\psi\left({}^{P}\tan\psi + {}^{\lambda}\right)}.$$

На рис. 16–19 представлены результаты расчетов углового распределения КПИ от сгустка конической формы. Как показали расчеты, наряду с основным максимумом в угловом распределении сгустка конической формы присутствуют дополнительные максимумы, в направлениях отличных от γ^{-1}. Наличие дополнительных максимума в угловом распределении можно трактовать как проявление квазичеренковского механизма КПИ.

Можно убедится, что направления дополнительных максимумов в угловом распределении КПИ от сгустка конической формы согласуются с условием (8). Так, направление максимума (1) на рис. 16 соответствует точке (1) на рис. 21, направление максимума (2) на рис. 17 соответствует точке (2) на рис. 22. Максимумы (3) и (5) обусловлены сверхсветовым движением границы А излучающей области в направлении, противоположном направлению ос ‹ζ› и направление квазичеренковской составляюще $\vartheta = \pi - \eta$.

Таким образом, следует ожидать, что эффект, аналогичный эффекту Вавилова-Черенкова может проявляться в когерентном переходном излучении. Интенсивность квазичеренковской составляющей КПИ для перпендикулярной границы раздела сред значительно меньше интенсивности основного максимума углового распределения КПИ, тогда как для наклонной мишени и для асимметричного распределения электронов в сгустке этот эффект может наблюдаться для углов излучения, значительно превышающих характерный угол γ^{-1} [6].

Заключение

При некоторых параметрах сгустков угловые характеристики КПИ от наклонной мишени могут существенно отличатся от ПИ одного электрона. Как показали расчеты, наряду с максимумами ПИВ и ПИН в угловом распределении КПИ могут присутствовать

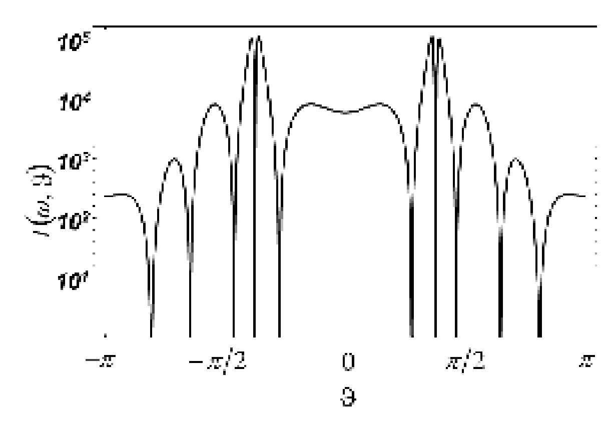


Рис. 13. Угловое распределение КПИ от сгустка сферической формы: ψ=π /8, λ/r=0,6

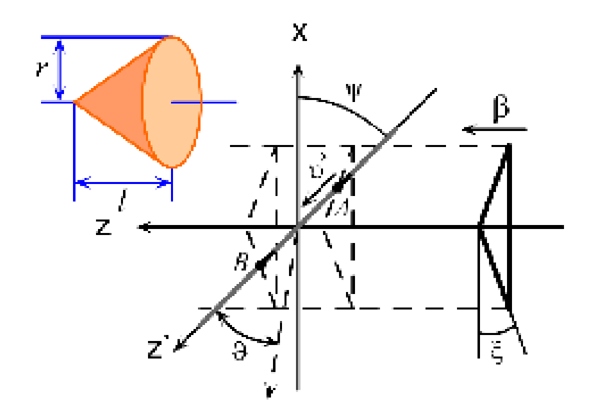


Рис. 14. Сгусток конической формы

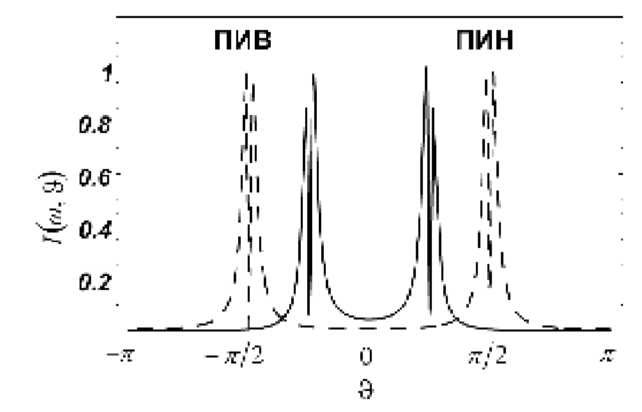


Рис. 15. Угловое распределение КПИ от сгустка конической формы: λ/r=4. Сплошная линия для ψ=π /4, штриховая для ψ=0

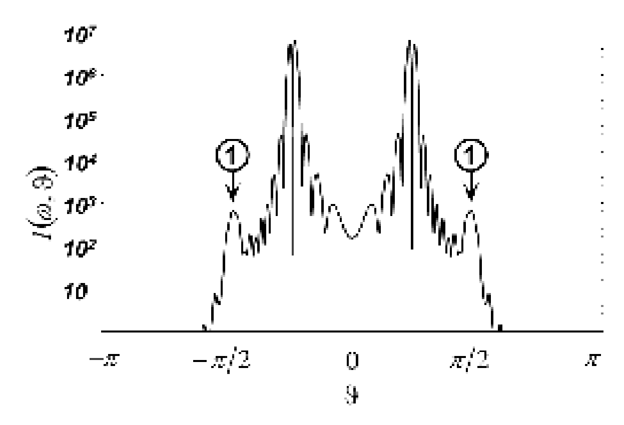


Рис. 16. Угловое распределение КПИ от сгустка конической формы: ψ=π /4, l=r, λ/l=0,2

дополнительные максимумы под углами значительно превышающими γ^{-1}. Наличие максимумов в угловом распределении можно трактовать как проявление квазичеренковского механизма КПИ. Однако, интенсивность квазичеренковских максимумов значительно ниже, чем интенсивность максимумов ПИВ (ПИН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и (8) переходное рассеяние. – М.: Наука, 1984. – 360 с.
2. Shibata Y. et al. Coherent transition radiation in the far-infrared region // Phys. Rev. E. – 1994. – V. 49. – № 1. – P. 785–793.
3. Schneider Gi. et al. Comparison of electron bunch asymmetry as measured by energy analysis and coherent transition radiation // Phys. Rev. E. – 1997. – V. 56. – № 1. – P. 785–793.
4. Watanabe T. et al. Overall comparison of subpicosecond electron beam diagnostics // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. – 2002. – V. A480. – P. 315–327.
5. Болотовский Б.М., Серов А.В. Переходное излучение от протяженной системы зарядов// Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72, вып. 1. – С. 3–7.
6. Serov A.V. et al. Properties of coherent transition radiation from an electron bunch accelerated in microtron // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. – 2003. – V. B201. – P. 91–96.
7. Aleinik A.N. et al. Low-energy electron-beam diagnostics based on the optical transition radiation // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. – 2003. – V. B201. – P. 34–43.
8. Гарибян Г.М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983. – 320 с.

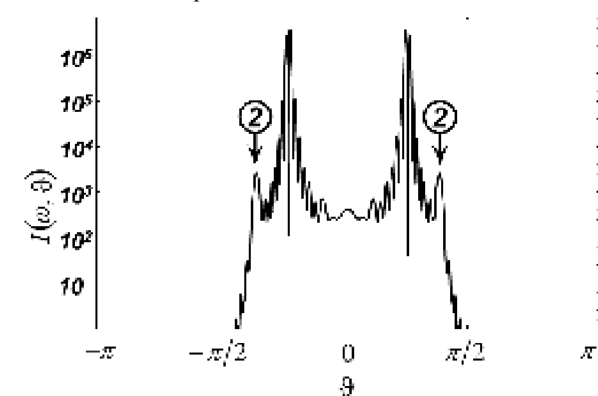


Рис. 17. Угловое распределение КПИ от сгустка конической формы: $\psi=\pi/4$, $l=0{,}5r$, $\lambda/l=0{,}2$

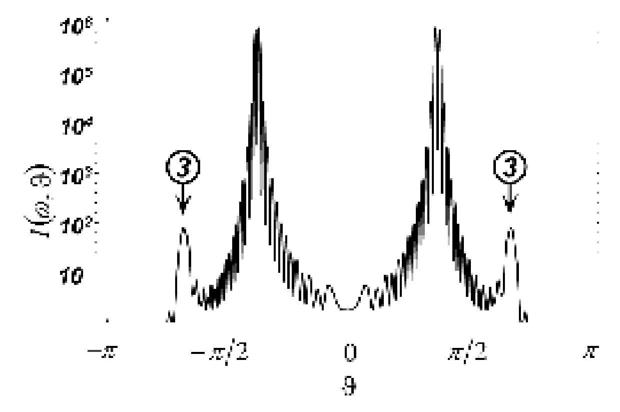


Рис. 18. Угловое распределение КПИ от сгустка конической формы: $\psi=\pi/4$, $l=r$, $\lambda/l=0{,}1$

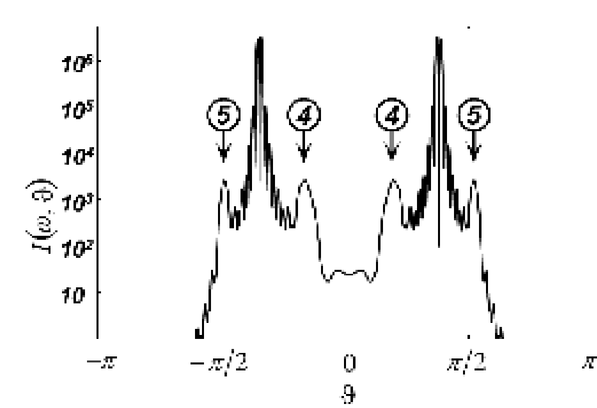


Рис. 19. Угловое распределение КПИ от сгустка конической формы: $\psi=\pi/4$, $l=0{,}5r$, $\lambda/l=0{,}2$

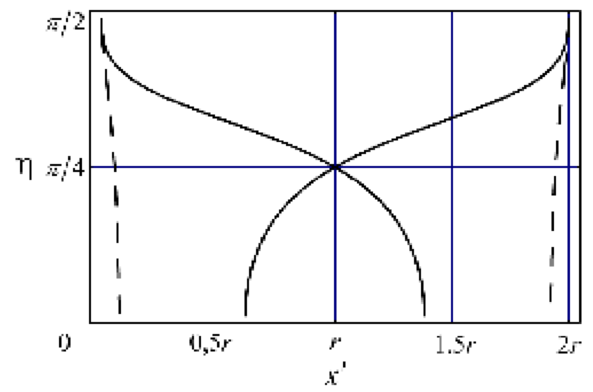
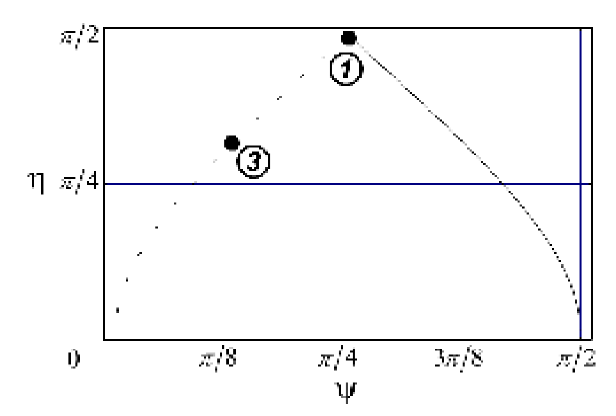
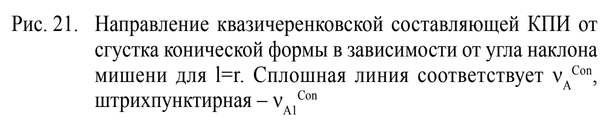


Рис. 20. Направление квазичеренковской составляющей КПИ по мере прохождения сферическим сгустком наклонной границы раздела сред ($\psi=\pi/4$). Сплошная линия для ν_A^{Sph}, $\nu_B^{Sph}\uparrow\uparrow z'$, штриховая для ν_A^{Sph}, $\nu_B^{Sph}\uparrow\downarrow z'$




Рис. 21. Направление квазичеренковской составляющей КПИ от сгустка конической формы в зависимости от угла наклона мишени для l=r. Сплошная линия соответствует ν_A^{Con}, штрихпунктирная – ν_{A1}^{Con}

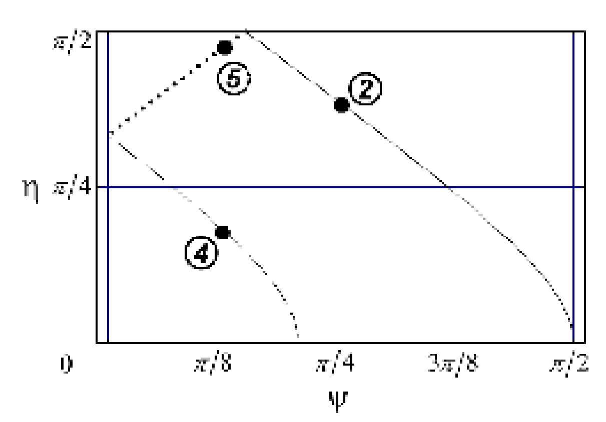


Рис. 22. Направление квазичеренковской составляющей КПИ от сгустка конической формы в зависимости от угла наклона мишени для l=0,5r. Сплошная линия соответствует ν_A^{Con}, штриховая – ν_B^{Con}, пунктирная – ν_{A1}^{Con}